

В.А. Шлычков

Модель локального динамического взаимодействия водоема и атмосферы при поверхностном волнении

Институт водных и экологических проблем СО РАН, г. Новосибирск

Поступила в редакцию 17.09.2001 г.

Дана математическая постановка задачи описания мелкомасштабного взаимодействия водоема и атмосферы при умеренных ветрах с детализацией вертикального турбулентного обмена вблизи поверхности раздела. Расчет поверхностного обмена проводится с учетом вязкобуферных пленок в обеих природных средах. Описание ветрового волнения основано на решении уравнения переноса спектральной плотности. Расчетные значения потока энергии к волнам, скорости диссипации в приповерхностных слоях и на глубине согласуются с данными наблюдений. Разработана схема параметризации описания приводного слоя над волнами.

Введение

Моделирование мелкомасштабного приповерхностного взаимодействия атмосферы и водоема встречает значительные трудности, обусловленные нестационарностью и нерегулярностью формы поверхности раздела за счет бегущих волн. К настоящему времени разработаны различные подходы к описанию полей турбулентности вблизи взволнованной водной поверхности. Ряд моделей базируется на индивидуальном воспроизведении системы периодических волн [1, 2]. В других подходах изучаются осредненные по спектру волн характеристики слоя волнового взаимодействия на основе использования гипотез об аэродинамическом сопротивлении подвижной подстилающей поверхности [3, 4]. Еще более простые модели учитывают ветровое волнение в интегральной форме путем расчета параметра шероховатости морской поверхности согласно известной формуле Чарнока [4].

Из теоретических моделей расчета сопротивления взволнованной поверхности заслуживает внимания подход, развитый в работах [3, 5]. В основу этого подхода положены уравнения движения и баланса турбулентной энергии при наличии движущихся препятствий. Для учета последних в уравнения вводятся дополнительные слагаемые, обусловленные сопротивлением формы препятствий и пропорциональные квадрату относительной скорости среднего потока. Главная трудность применения этой модели заключается в установлении связи параметров сопротивления со статистическими характеристиками волнения.

Ниже дана постановка задачи, в которой модель [3, 5] обобщена за счет включения в исходную систему дополнительного уравнения для баланса волновой энергии. Это позволяет исключить из рассмотрения неопределенные эмпирические параметры и на основе анализа энергетических связей в системе «приводный слой атмосферы – ветровые волны – водоем» получить замкнутую в пространстве параметров модель локального взаимодействия.

Постановка задачи

Рассмотрим движение воздушного потока над поверхностью водоема, покрытого движущимися волнами. При определении вертикальной структуры области решения воспользуемся введенным в [4] понятием переходного слоя,

занятого движущимися волнами, и совместим уровень $z = 0$ с нижней границей этого слоя (уровень среднего положения волновых впадин). Введем следующие обозначения: h_{10} – верхняя граница приводного слоя; h_s – толщина переходного слоя. В слое $0 - h_s$ происходит обмен импульсом между атмосферным потоком и волнами за счет сил нормального давления, а также передача касательных напряжений дрейфовому течению. Нижнюю границу области в воде \tilde{H} поместим на глубине, не влияющей на естественное затухание поверхностных процессов.

Считая уровень h_{10} расположенным выше слоя волнового взаимодействия, запишем динамические уравнения в предположении квазистационарности [5]:

$$\frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial U}{\partial z} = \gamma_L |U - C| (U - C),$$

$$\frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial b}{\partial z} + KJ + \gamma_L |U - C|^3 - \varepsilon = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + c_2 \frac{\varepsilon}{b} (KJ + \gamma_L |U - C|^3) - c_3 \frac{\varepsilon^2}{b} = 0,$$

$$K = c_1 \frac{b^2}{\varepsilon},$$

где U – скорость ветра; b – кинетическая энергия турбулентности (КЭТ); ε – скорость ее диссипации; $J = U_z^2 - \lambda \Theta_z$, λ – параметр плавучести, Θ – температура воздуха; C – фазовая скорость волн; γ_L – параметр размерности, m^{-1} , имеющий смысл коэффициента сопротивления; c_1, c_2, c_3 – универсальные постоянные. Считается, что γ_L обращается в нуль выше уровня h_s .

Для описания течения в водоеме при $\tilde{H} < z < 0$ используем уравнения

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \tilde{K} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z}, \quad \frac{\partial \tilde{b}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \tilde{K} \frac{\partial \tilde{b}}{\partial z} + \tilde{K} \tilde{J} - \tilde{\varepsilon},$$

$$\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \tilde{K} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial z} + \tilde{c}_2 \frac{\tilde{\varepsilon}}{b} \tilde{K} \tilde{J} - \tilde{c}_3 \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{b} = 0, \quad \tilde{K} = \tilde{c}_1 \frac{\tilde{b}^2}{\tilde{\varepsilon}}, \quad (2)$$

где $\tilde{J} = \tilde{U}_z^2 - g\beta_T T_z$, $T(z)$ – температура воды; β_T – коэффициент термического расширения воды, g – ускорение силы тяжести, величины с тильдой соответствуют водной среде. Расчет параметров поверхностных волн проведем на основе уравнения баланса волновой энергии в спектральном представлении [6]:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + C_x \frac{\partial S}{\partial x} + C_y \frac{\partial S}{\partial y} = I - D, \quad (3)$$

где $S(\omega, \varphi, x, y, t)$ – спектральная плотность волновой энергии, ω – частота, φ – направление распространения волн; C_x, C_y – составляющие вектора групповой скорости в направлениях x, y ; I – источник энергоснабжения волн за счет ветра; D – скорость диссипации энергии за счет обрушения волн. Решение уравнения (3) позволяет определить средние параметры волнения. Например, для возвышения σ и толщины h_s получим [4]:

$$\sigma^2 = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} S d\omega d\varphi; \quad h_s = \sqrt{2\pi} \sigma. \quad (4)$$

Перейдем к рассмотрению граничных условий. На верхней границе будем считать известной скорость ветра U_{10}

$$U = U_{10}; \quad \frac{\partial b}{\partial z} = 0; \quad K \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = -\kappa u_* \varepsilon \quad \text{при } z = h_{10}, \quad (5)$$

где u_* – динамическая скорость. При постановке условий на границе раздела «вода–воздух» будем следовать [2], где предполагалась непрерывность КЭТ на поверхности:

$$\tilde{U} = U, \quad \tilde{\rho} b = \rho b, \quad K = v, \quad \tilde{\rho} \tilde{K} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = \rho K \frac{\partial U}{\partial z},$$

$$\tilde{\rho} \tilde{K} \frac{\partial \tilde{b}}{\partial z} = \rho K \frac{\partial b}{\partial z} + \tilde{\rho} D_1, \quad \tilde{K} = l_0 \sqrt{\tilde{b}} \quad \text{при } z = 0, \quad (6)$$

где $D_1 = 0,5g(1-a) \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} D d\omega d\varphi$ – поток КЭТ в воду;

v – молекулярная вязкость воздуха; параметр $a < 1$ характеризует долю волновой энергии, перешедшую в тепло непосредственно под поверхностью воды и не описываемую в рамках модели. Последнее условие в (6) определяет турбулентный режим поверхностного слоя путем задания масштаба длины l_0 , связанного с интенсивностью волнения.

Для нижней границы области в воде зададим условия:

$$\tilde{U} = 0, \quad \frac{\partial \tilde{b}}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z = \tilde{H}. \quad (7)$$

Ориентируя ось x по нормали к берегу, граничное условие для уравнения (3) запишем на линии уреза воды в предположении статистической однородности волнения по y

$$S = 0 \quad \text{при } x = 0. \quad (8)$$

В качестве начальных условий для уравнения (2), (3) зададим состояние покоя.

На основе анализа энергетических соотношений для систем (1)–(3) можно показать, что сформулированные

краевые условия обеспечивают выполнение законов сохранения энергии в компонентах природной системы «приводный слой – ветровые волны – верхний слой водоема». Необходимым условием баланса энергии является соотношение

$$0,5 \tilde{\rho} g \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} I d\omega d\varphi = \rho \gamma_L \int_0^{h_s} C - |U - C| (U - C) dz,$$

которое позволяет «замкнуть» задачу относительно величины γ_L , обычно задаваемой как внешний параметр.

Учет вязких слоев

Уравнения (1) справедливы для развитых турбулентных режимов и непригодны для условий вблизи поверхности раздела, где турбулентная вязкость сравнима с молекулярной. Аппроксимируем зависимость $K(z)$ в вязкобуферном слое воздуха $0 < z < h_v$ эмпирической формулой [5]:

$$K_v = v[1 + (0,1v_* z/v)^2], \quad (9)$$

где v_* – динамическая скорость касательного трения; индекс v означает принадлежность переменной к вязкобуферному слою. Толщина слоя h_v определяется согласно многочисленным оценкам [3, 5] как $(30-50)v/v_*$.

Для расчета v_* используется уравнение сохранения импульса в слое движущихся препятствий

$$\rho u_*^2 = \rho \gamma_L \int_0^{h_s} |U - C| (U - C) dz + \rho v_*^2, \quad (10)$$

где первое слагаемое в правой части описывает сопротивление формы препятствий, оказываемое воздушному потоку, а уравнение в целом характеризует потерю импульса за счет работы напряжений Рейнольдса против сил сопротивления.

В пределах вязкобуферного слоя предполагается

$$K_v \frac{\partial U}{\partial z} = v_*^2, \quad K_v \frac{\partial b}{\partial z} = \text{const},$$

что совместно с (9) дает возможность восстановить здесь профили скорости и КЭТ как функции z .

Моделирование вязкобуферного слоя в водной среде проводится на основе гипотезы об универсальности структуры пристеночной турбулентности в воздухе и воде [5,7], т.е. предполагается идентичность распределения $\tilde{K}(z)$ в аналоге формулы (8) при подстановке туда параметров водной среды.

Для расчета D_1 в (6) необходимо знать величину подповерхностной диссипации, определяемую параметром a . Данные о скорости притока КЭТ, поступающей в воду при опрокидывании волн, в настоящее время крайне скудны; укажем лишь на оценку Китайгородского [4] $a = O(1)$, подтвержденную данными измерений, и примем $a = 0,96$. Согласно численным экспериментам при таком значении a в воде формируется слой ветрового перемешивания, в котором расчетная скорость диссипации удовлетворительно согласуется со значениями $\tilde{\varepsilon}$, полученными из наблюдений [1,5].

Параметризация переходного слоя

Рассмотрим численное решение задачи при условии, когда параметры волнения слабо меняются со временем. На рис. 1,а представлены расчетные профили КЭТ в приводном слое при $U_{10} = 8$ м/с для разгонов $x = 1-3, 5, 10, 20$ км (графики разнесены по горизонтали, номера кривых соответствуют расстоянию от берега). Горизонтальный пунктир на кривых показывает расчетную высоту переходного слоя h_s . Вертикальным пунктиром отмечено равновесное значение b , характерное для традиционного слоя постоянных потоков над неподвижной подстилающей поверхностью. Отклонение профиля b от константы обусловлено влиянием сопротивления формы. Из рис. 1,а видно, что это отклонение возрастает с ростом x , что, очевидно, связано с большей высотой и длиной ветровых волн при увеличении разгона.

Характер приведенного распределения КЭТ с максимумом вблизи уровня волновых гребней и затуханием индуцированных возмущений на высотах, сравнимых с высотой волн, совпадает с качественным описанием турбулентных характеристик приводного слоя, приведенных в [3].

Вертикальная структура КЭТ в безразмерной координате

$$\zeta = \int_0^{\zeta} dz / K \left(\int_0^h dz / K \right)^{-1} \quad (11)$$

представлена на рис. 1,б кривыми 1, 2. Отличие в профилях обусловлено разным видом краевых условий на нижней границе; в первом случае задавались исходные условия (6), включающие прямую склейку КЭТ на поверхности $z = 0$. Поступление турбулентной энергии в воду от обрушающихся волн формирует большие значения \tilde{b} , на порядок превышающие масштаб КЭТ за счет сдвиговой генерации. В силу требования совпадения КЭТ воды и воздуха b также принимает большие значения, что приводит к появлению максимума профиля на нижней границе (кривая 1 на рис. 1,б) и направлению потока КЭТ от воды к воздуху. Этот эффект, напоминающий отражение турбулентной энергии от поверхности, проявляется лишь в нижнем сантиметровом слое воздуха; его идентификация в натуральных условиях не проводилась. В принципе можно допустить существование передачи КЭТ от волн к воздуху (как при зыби), однако без надежных данных наблюдений такое предположение выглядит необоснованно.

В связи с этим откажемся от требования непрерывности КЭТ на границе раздела и в качестве альтернативы (6) рассмотрим условия

$$\rho K \frac{\partial b}{\partial z} = 0, \quad \tilde{\rho} \tilde{K} \frac{\partial \tilde{b}}{\partial z} = \tilde{\rho} D_1, \quad (12)$$

которые по-прежнему обеспечивают баланс турбулентных потоков. Кривая 2 на рис. 1,б получена интегрированием задачи с краевыми условиями (12). Видим, что формулы (12) оказываются более «мягким» условием и формируют физически более приемлемое решение. Высокие градиенты b у поверхности отсутствуют, эффект отражения исчезает, и поток турбулентной энергии направлен в воду.

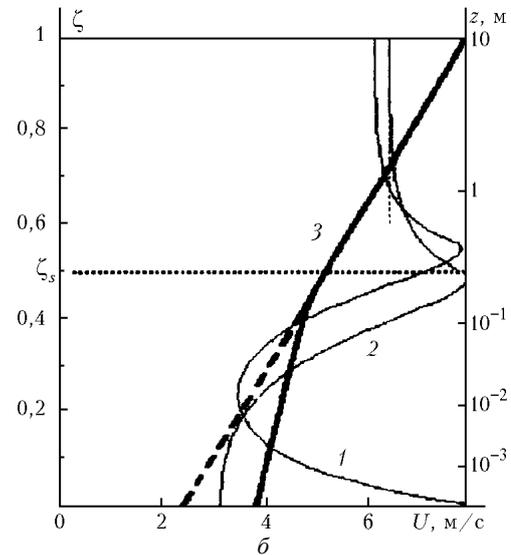
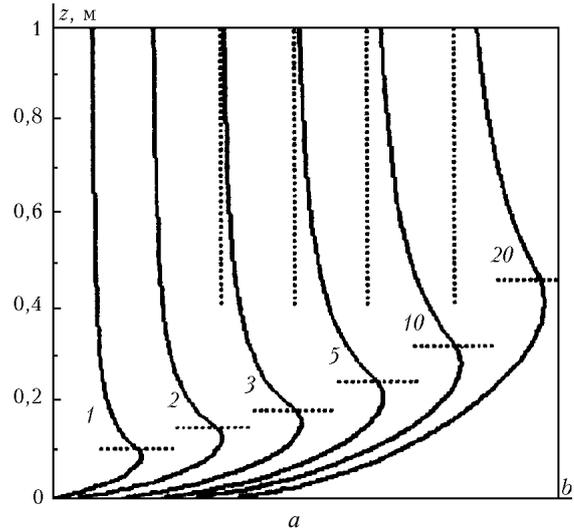


Рис. 1. Профили $b(z)$ установившегося турбулентного режима в приводном слое воздуха, цифры у кривых соответствуют разгону в км (а); профили b для вариантов (6), (12) краевых условий (кривые 1, 2) и U (кривые 3) в безразмерной координате ζ (б)

Отклонение скорости ветра от логарифмического профиля над морскими волнами широко обсуждалось в литературе [3, 4]. На основе данных полевых наблюдений было показано, что искажение профиля ветра наблюдается лишь в самом нижнем слое воздуха, а наиболее вероятной причиной этого является перестройка полей турбулентности, обусловленная потоком импульса к волнам. Снижение силы сопротивления за счет собственной скорости распространения волн приводит к увеличению скорости ветра у гребней, равному в морских условиях 0,5–1 м/с. Приращение скорости такого же порядка получено расчетами по модели, результаты которых представлены на рис. 1,б (сплошная кривая 3). Логарифмическому распределению $U(z)$ в ζ -координате соответствует линейная функция (штриховая линия 3). В профиле скорости отчетливо выделяется тонкий слой, содержащий точку перегиба. Вне этого слоя скорость меняется практически по линейному закону с наклонами u_*^2 и v_*^2 соответственно выше и ниже

уровня $\zeta = \zeta_s$. Такая закономерность обнаружена во всех расчетах в широком диапазоне параметров. Это обстоятельство дает основу для построения простой параметризации переходного слоя. Аппроксимируя $U(\zeta)$ кусочно-линейной функцией со склейкой в точке перегиба, из крайних условий и уравнения сохранения импульса (10) получим систему нелинейных уравнений, связывающих u_* , v_* . Эта система уравнений решается итерациями.

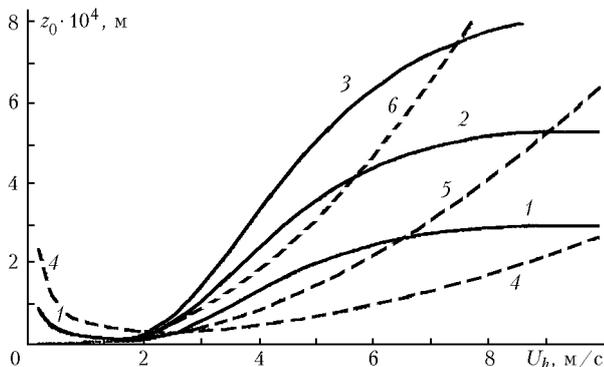


Рис. 2. Зависимость параметра шероховатости от скорости ветра при разгонах $x = 5, 10, 20$ км (кривые 1–3); штриховые линии 4–6 – эмпирические зависимости

Сопоставление данной параметризации с логарифмическим законом позволило рассчитать параметр шероховатости z_0 как уровень, на котором скорость формально обращается в нуль. Эмпирических формул для расчета z_0 в настоящее время довольно много, и получены они, как правило, на основе данных наблюдений в открытом море при развитии волнения. Использование этих формул для условий внутренних водоемов может оказаться неудовлетворительным в силу ограниченности акватории (разгона) и малых значений параметра Clu_* , характеризующего «возраст» волн [3]. Это иллюстрирует рис. 2, на котором представлены расчетные значения z_0 как функции скорости ветра для различных расстояний от подветренного берега (кривые 1–3 построены при $x = 5, 10, 20$ км). Там же показано распределение параметра шероховатости, полученное согласно [8] (кривая 4), а также по эмпирической формуле Чарнока [4]:

$$z_0 = tu_*^2 / g, \quad (13)$$

с наиболее употребительными значениями параметра $t = 0,035; 0,074$ (кривые 5, 6 соответственно). Если соотношение (13), традиционно применяемое для океана, задает монотонное возрастание параметра шероховатости с усилением ветра, то на ограниченном разгоне эта закономерность нарушается. Так, начиная с $U_h = 6$ м/с, рост z_0 замедляется, а при $U_h = 8$ м/с практически прекращается (кривая 1 на рис. 2), что, очевидно, обусловлено достижением предельных высот волн на небольших расстояниях от берега. С увеличением разгона (кривые 2, 3) энергетическое «насыщение» волн происходит при больших скоро-

стях ветра, а в пределе при $x \rightarrow \infty$ имеет место соотношение Чарнока. Возрастание z_0 в диапазоне $U_h < 2$ м/с (кривые 1, 4) обусловлено увеличением роли молекулярного подслоя в режиме слабых ветров.

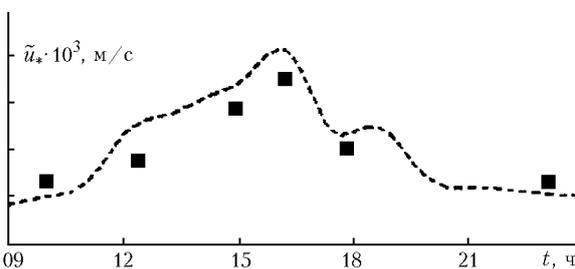


Рис. 3. Сопоставление расчетных (штриховая кривая) и фактических (квадраты) значений \tilde{u}_* .

Апробация модели проводилась по данным измерений [9], полученным в ходе полевого эксперимента на водохранилище Веллингтон (Австралия). Данные описывают эволюцию слоя перемешивания в водоеме под влиянием ветроволновой и сдвиговой турбулентности в течение типичных суток позднего лета. Морской бриз с максимумом скорости 6,5 м/с развивался во второй половине дня и стихал к вечеру. Средняя расчетная высота волнения достигала 0,17 м при разгоне 3 км (разгон задавался в соответствии с направлением ветра относительно берега и местоположения полигона на акватории водохранилища). На рис. 3 представлены временной ход модельной скорости трения в водоеме и фактические значения \tilde{u}_* , представленные в [9] в виде таблиц. Отметим количественную близость положения экспериментальных точек и теоретической кривой. Неплохое согласие наблюдается также в динамике толщины слоя перемешивания и в абсолютных значениях скорости дрейфа.

1. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 319 с.
2. Чаликов Д.В. Математическое моделирование ветрового волнения. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 48 с.
3. Бортковский Р.С., Бютнер Э.К., Малевский-Малевич С.П. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан – атмосфера. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 239 с.
4. Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1970. 290 с.
5. Бютнер Э.К. Динамика приповерхностного слоя воздуха. Л.: Гидрометеоиздат, 1978. 158 с.
6. Лавренов И.В. Математическое моделирование ветрового волнения в пространственно-неоднородном океане. СПб.: Гидрометеоиздат, 1998. 499 с.
7. Китайгородский С.А. Влияние опрокидывания ветровых волн на локальное взаимодействие между атмосферой и океаном // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 1997. Т. 33. № 6. С. 828–836.
8. Лысков В.Н. Параметризация пограничного слоя атмосферы в моделях крупномасштабной циркуляции // Вычислительные процессы и системы. М.: Наука, 1993. Вып. 10. С. 65–95.
9. Imberger J. The diurnal mixed layer // Limnol. and Oceanogr. 1985. 30 (№ 4). P. 737–770.

V.A. Shlychkov. The model of local dynamic interaction between the atmosphere and water basin at the surface rough water.

Mathematical formulation of the problem on description of small-scale interaction between the atmosphere and a water basin at moderate winds is proposed with detailing the vertical turbulent exchange at the interface. The calculation of the surface exchange accounts for viscous-buffer films in the both media. Description of the wind roughness is based on a solution of the spectral density transfer equation. Computations of the energy flow to waves, as well as the rate of dissipation inside near-surface layers and in depth agree with data of observations. A parametrization scheme is worked out for description of the near-water layer above waves.